

【論文】

MgB₂超伝導体のスケーリング則と不可逆磁界

北原一義*・阿久根忠博**・松本泰國†・坂本進洋**

Scaling Law and Irreversibility Fields in MgB₂ SuperconductorsKazuyoshi Kitahara*, Tadahiro Akune**, Yasukuni Matsumoto†,
Nobuyoshi Sakamoto**

Abstract: Theoretical analysis of the irreversibility fields B_i was obtained from the flux creep theory based on a depinning mechanism caused by thermally activated flux creep and predicted to vary according to power of $(1-(T/T_c)^2)$. The measured B_i , however, increases more rapidly at low temperatures. This enhancement from the power law in low temperatures and high fields has been ascribed to the different pinning mechanism. The irreversibility fields B_i of MgB₂ superconductors are estimated from the onsets of imaginary parts of AC susceptibilities and shown to agree well with the numerical estimation of the original flux creep equation with the upper critical field term. The magnetization characteristics are also successfully obtained from the pinning parameters.

Keywords: Scaling law, Irreversibility field, Magnetization width, MgB₂

1. はじめに

従来の超伝導体は大きく分けて銅の酸化物からなる銅酸化物超伝導体と、銅酸化物以外の超伝導体、非銅酸化物超伝導体がある。銅酸化物超伝導体の臨界温度 T_c は最も高いもので130 K程度。また非銅酸化物超伝導体は、数種の金属元素から成る金属間化合物や銅を含まない酸化物などがあり、これらの臨界温度の最高はNb₃Geの23 Kであった。しかし、2001年1月10日の科学研究費シンポジウムで青山学院大学の秋光純教授らによってMgB₂超伝導体が発表された。この物質は金属系超伝導体では最も高い臨界温度39 Kを有することが示された。金属系で、臨界温度 T_c が最も高いことから発見以来、基礎・応用にわたって多くの研究が始まっている。MgB₂超伝導体の磁化特性は大きいヒステリシス特性を示し、高温では不可逆磁界 B_i が顕著になる。

本報では磁束クリープ理論¹⁾に基づく B_i に関する松下の表式を数値的に計算し、より広い磁界・温度領域でその適用性を検討した。また、ピン止め力の温度・磁界変化を良く表現するスケーリング則を用いて磁化特性を数値的に計算しMgB₂超伝導体の実測結果と比較検討した。

2. スケーリング則と不可逆磁界

2. 1 スケーリング則

温度 T および磁界 B に対しピン力密度 F_p はスケーリング則²⁾

$$\begin{aligned} F_p &= AH_{c2}^m(T)b^\gamma(1-b)^\delta \\ &= AH_{c2}^m(T)\left(\frac{B}{B_{c2}}\right)^\gamma\left(1-\frac{B}{B_{c2}}\right)^\delta \end{aligned} \quad (1)$$

の形に整理できることがよく知られている。臨界電流密度 J_c は $J_c = F_p/B$ で与えられ、

$$J_c = A\mu_0^{-m}B_{c2}(T)^{m-1}\left(\frac{B}{B_{c2}(T)}\right)^{\gamma-1}\left(1-\frac{B}{B_{c2}(T)}\right)^\delta \quad (2)$$

ここで m 、 γ 、 δ は各々のピンパラメータであり、 J_γ は $T = 0$ 、 $B = 0$ 、 $\gamma = 1$ における J_c で、 $J_\gamma = A\mu_0^{-m}B_{c2}(0)^{m-1}$ で与えられる。これを式(2)に代入すると、

$$J_c = J_\gamma \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]^{m-1} \left(\frac{B}{B_{c2}(T)}\right)^{\gamma-1} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}(T)}\right)^\delta \quad (3)$$

となる。

*工学研究科電気工学専攻

**電気工学科

†福岡大学工学部電気工学科

2. 2 不可逆磁界

不可逆磁界 B_i は松下理論により、

$$B_i^{\frac{3-2\gamma}{2}}(T) = \left(\frac{K}{T}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]^{m-\gamma} \left(1 - \frac{B_i(T)}{B_{c2}(T)}\right)^\delta \quad (4)$$

で与えられる。但し、上部臨界磁界 $B_{c2}(T)$ は

$$B_{c2}(T) = B_{c2}(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right] \quad (5)$$

である。

(i) 高温近似

温度が臨界温度 T_c に非常に近く、不可逆磁界 B_i が上部臨界磁界 B_{c2} より非常に小さいとき式(4)は、

$$B_i(T) = B_{i0} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]^n \quad (6)$$

となる³⁾。但し、

$$B_{i0} = \left(\frac{K}{T_c}\right)^p, \quad p = \frac{4}{3-2\gamma}, \quad n = \frac{2(m-\gamma)}{3-2\gamma}$$

である。

(ii) 低磁界近似

温度が T_c より低く、不可逆磁界 B_i が上部臨界磁界 B_{c2} より非常に小さい場合には、

$$B_i(T) = B_{i0} \left(\frac{T_c}{T}\right)^p \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]^n \quad (7)$$

である。

(iii) 数値解

温度が T_c より低く、不可逆磁界 B_i が大きく磁界の項を無視できないとき、

$$B_i(T) = B_{i0} \left(\frac{T_c}{T}\right)^p \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]^n \left(1 - \frac{B_i(T)}{B_{c2}(T)}\right)^q \quad (8)$$

但し、 $q = 2\delta / (3 - 2\gamma)$ である。

2. 3 不可逆磁界のパラメータ依存性

式(6)、(7)、(8)による不可逆磁界 B_i の温度依存性を各パラメータを変化させて数値計算を行った。

$B_{i0} / B_{c2}(0) = 0.1 \sim 1.0$, $m = 2$, $\gamma = 0.5$, $\delta = 0.5$ とした場合をFig. 1に示す。ここで破線は(i)高温近似、

点線は(ii)低磁界近似、実線は(iii)数値解の計算結果である。 $T / T_c \geq 0.9$ の高温領域においては全ての線が一致しており、 $T / T_c \cong 0.7$ の中温領域では(ii)低磁界近似と(iii)数値解がほぼ等しい。 $T / T_c \leq 0.1$ の高温領域では差異が大きくなり、(i)高温近似は B_{i0} に、(iii)数値解は $B_{c2}(0) / B_{i0}$ に収束し、(ii)低磁界近似は発散する。

次に、ピンニングパラメータ m を2~8まで変化させ、 $B_{i0} / B_{c2}(0) = 0.2$, $\gamma = 0.5$, $\delta = 0.5$ とした場合の不可逆磁界の温度依存性をFig. 2に示す。 m が大きくなると高温領域で不可逆磁界が小さくなっている。

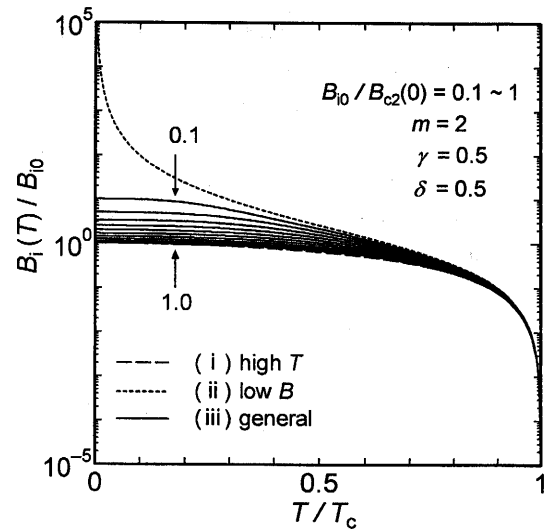


Fig. 1 Theoretical irreversibility field $B_i(T)$ as a function of T / T_c with parameter $B_{i0} / B_{c2}(0) = 0.1 \sim 1.0$.

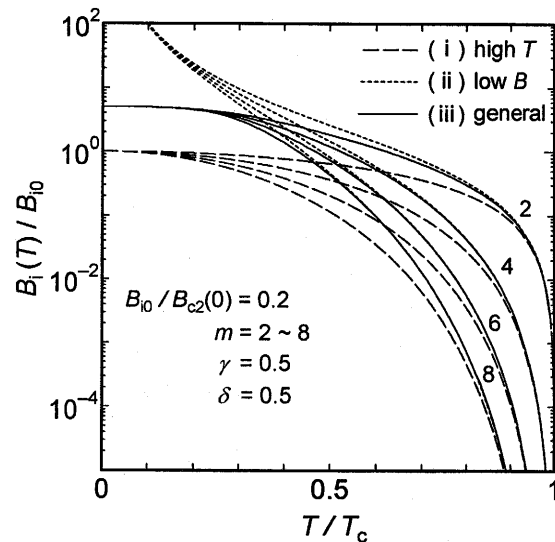


Fig. 2 Theoretical irreversibility field $B_i(T)$ as a function of T / T_c with parameter $m = 2 \sim 8$.

ピンニングパラメータ γ を0~1.0まで変化させ、 $B_{i0}/B_{c2}(0) = 0.2$ 、 $\delta = 0.5$ とした場合の不可逆磁界の温度依存性をFig. 3に示す。(ii)低磁界近似と(iii)数値解は $T/T_c = 0.8$ 付近で反転して温度依存性が大きくなる。

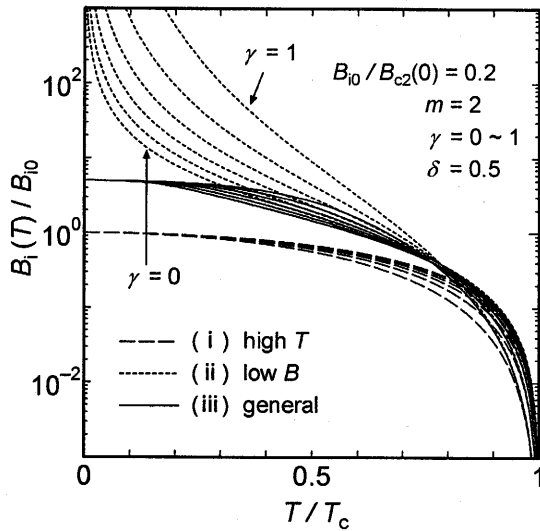


Fig. 3 Theoretical irreversibility field B_i (T) as a function of T/T_c with parameter $\gamma = 0 \sim 1.0$.

3. スケーリング則に基づく磁化特性

厚さ $2d$ の平板超伝導体の磁束分布は、マクスウェルの方程式および臨界状態モデルから

$$\frac{\partial B}{\partial x} = \pm \mu_0 J_c \quad (8)$$

ここで、 B を $B_\gamma (= \mu_0 d J_\gamma)$ で x を d で規格化し、

$$b = B/B_\gamma, \xi = x/d \quad (9)$$

を代入すれば

$$\begin{aligned} \frac{\partial b}{\partial \xi} &= \pm g(T, B) \\ &= [1 - t^2]^{m-n-1} b^{\gamma-1} (1-b)^\delta \end{aligned} \quad (10)$$

ただし $t = T/T_c$ である。数値解析のために差分化し、

$$\Delta b = \pm g(T, B) \Delta \xi \quad (11)$$

磁束分布 $b(\xi)$ を数値計算し、その平均値を求めて磁化 m

$$m = \int_0^1 b(\xi) d\xi - b_0 \quad (12)$$

を得る。

ピンパラメータを $B/B_{i0} = 0.1$ 、 $\gamma = 0.5$ 、 $n = 1$ 、 $\delta = 2$ の場合の磁化を中心到達磁界 B_p で再規格化した結果を、Fig. 4に破線で示す。入江山藤モデル⁴⁾と異なり、不可逆磁界 $B_i(T/T_c = 0.2) = 17.5$ でゼロに漸近する高磁界特性が得られる⁵⁾。

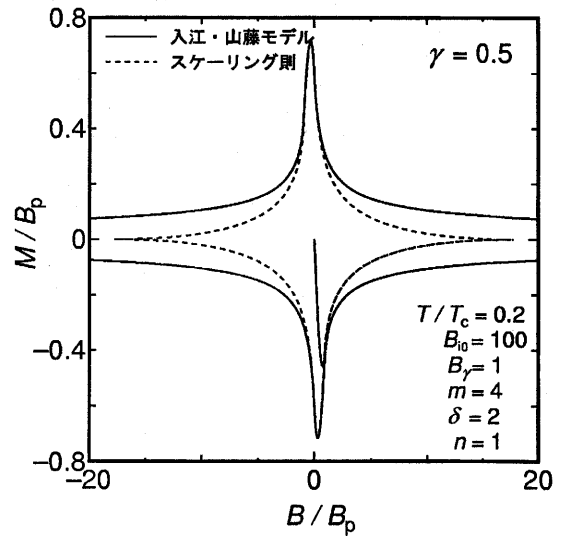


Fig. 4 Calculated magnetization using (a) the critical state model (solid lines) (b) the scaling law (broken lines) as a function of field normalized with B_p .

4. MgB₂試料

MgB₂試料は、市販のMgB₂粉末(Alfa Aesar、純度98%)である。MgB₂の純度は98%であり、含有不純物は明らかでない。粒径 d の違いによる超伝導特性の変化を調べるために、原料粉末を乳鉢ですり潰し、網目の異なるフルイを通して粒径をそろえた2種類のMgB₂を用意した。MgB₂-20試料($20 < d < 30 \mu\text{m}$)、MgB₂-50試料($50 < d < 63 \mu\text{m}$)である。特性測定は、SQUID MPMS2(Quantum Design社製)、PPMS(同社製)を用いて行った。

臨界温度 T_c は外部磁界0.5 mTの磁界下におけるzfc(zero field cooling)、fc(field cooling)特性から評価した。各試料共 $T_c = 38.5 \text{ K}$ であった⁶⁻⁸⁾。

5. 数値計算結果と検討

5. 1 交流帯磁率

MgB₂の交流帯磁率は、0.5 mTの交流磁界、100 Hzの周波数で測定した。MgB₂-20とMgB₂-50の交流帯磁率をFig. 5とFig. 6に示す。磁界が増加するにつれ虚部 χ'' のピークが低温側にシフトしている。粒径の大きいMgB₂-50試料の方が粒径の小さいMgB₂-20よりも実部 χ' 、虚部 χ'' の立ち上がりが急になっている。両試料の $B = 1.0$ Tの低磁界測定(SQUID)と高磁界測定(PPMS)の結果は同一である。

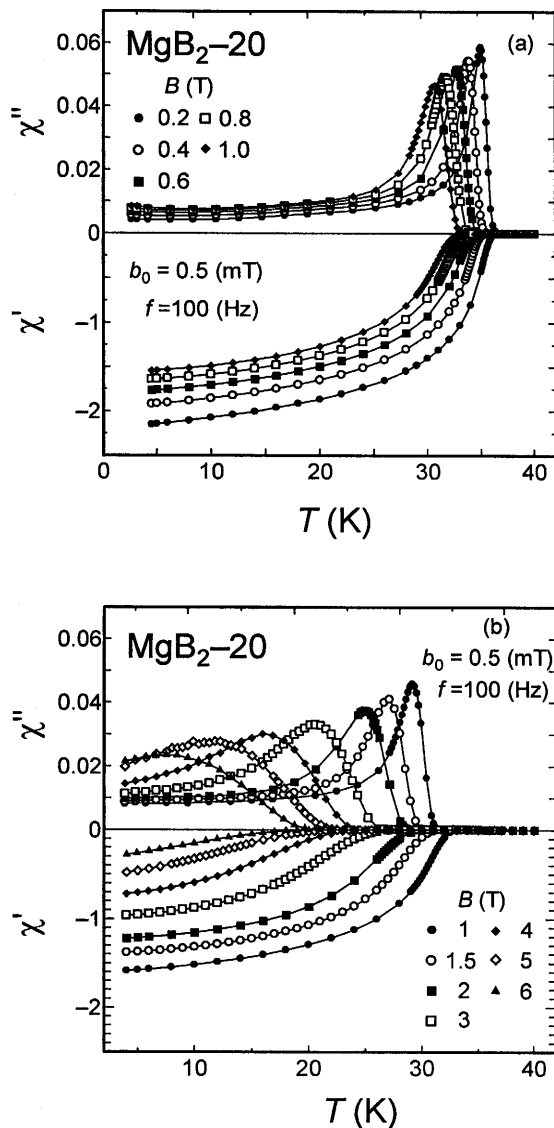


Fig. 5 Real χ' and imaginary χ'' part of AC susceptibility in MgB₂-20 at (a) low fields of 0.2 to 1.0 T and (b) high fields of 1.0 to 6 T.

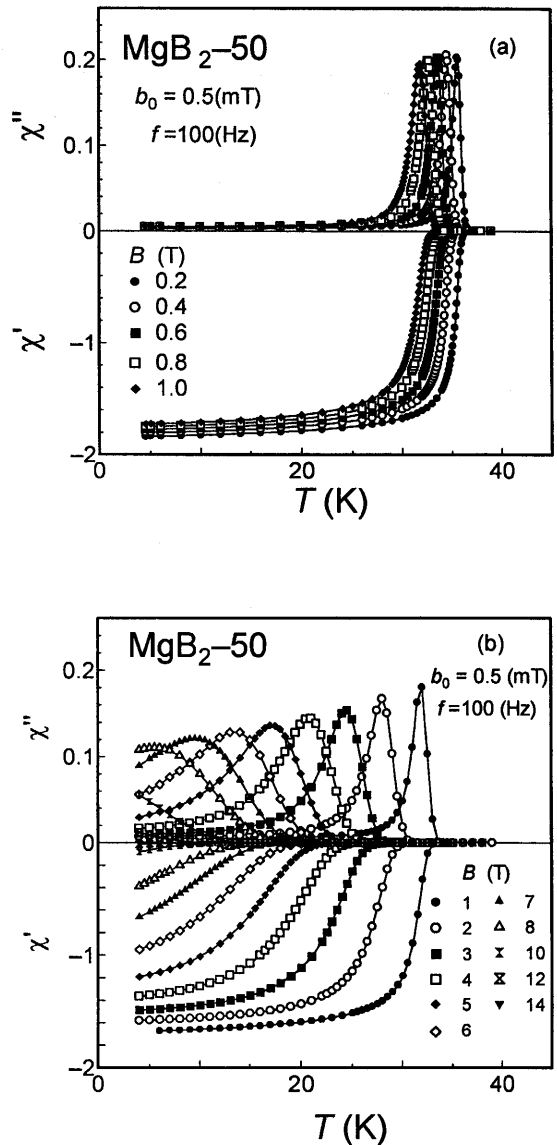


Fig. 6 Real χ' and imaginary χ'' part of AC susceptibility in MgB₂-50 at (a) low fields of 0.2 to 1.0 T and (b) high fields of 1.0 to 14 T.

5. 2 磁化曲線

測定温度5 Kから35 KにおけるMgB₂-20、MgB₂-50の磁化曲線をFig. 7に示す。ループの形状は、粒径の小さいMgB₂-20試料は非対称で、粒径の大きいMgB₂-50試料は対称であった。これは試料表面を流れる遮蔽電流の影響によるものと考えられる。また、温度 T が高くなるにつれて磁化の値が減少し磁化幅 ΔM が小さくなっていくことが分かる。これは温度の上昇とともに、臨界電流密度が減少し磁束侵入が増加しているためである。

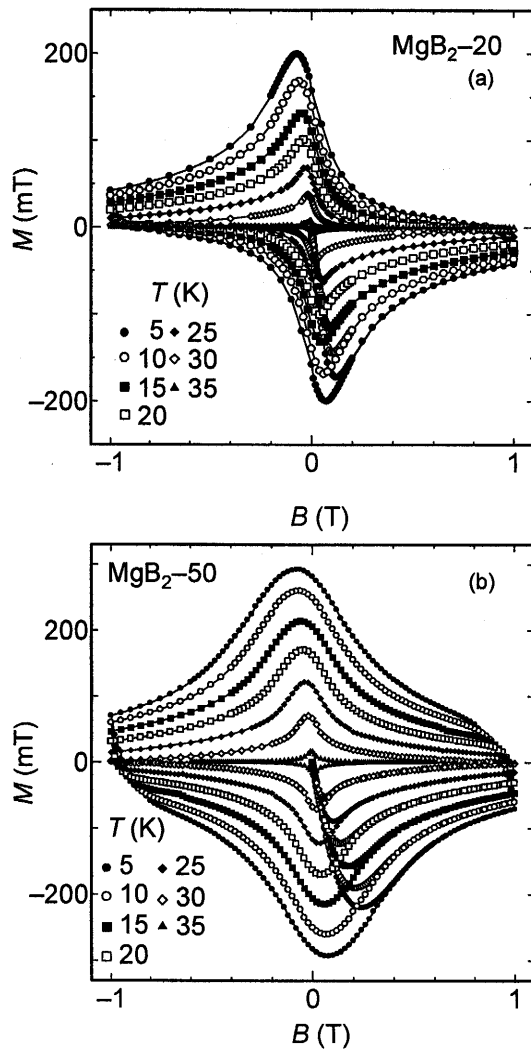


Fig. 7 Magnetization curves for sample (a) MgB₂-20 and (b) MgB₂-50 at $T = 5 - 35$ K

5. 3 不可逆磁界と温度特性のフィッティング

MgB₂-20とMgB₂-50の交流帯磁率虚部 χ'' の立ち上がりから不可逆磁界 B_i を評価した。虚部 χ'' の実測データが虚部 $\chi'' = 0$ の直線から離れた点の温度を不可逆温度 T_i 、そのときの磁界を不可逆磁界 B_i と定義する。実測データと計算値のフィッティングをFig. 8に示す。●は実測データである。

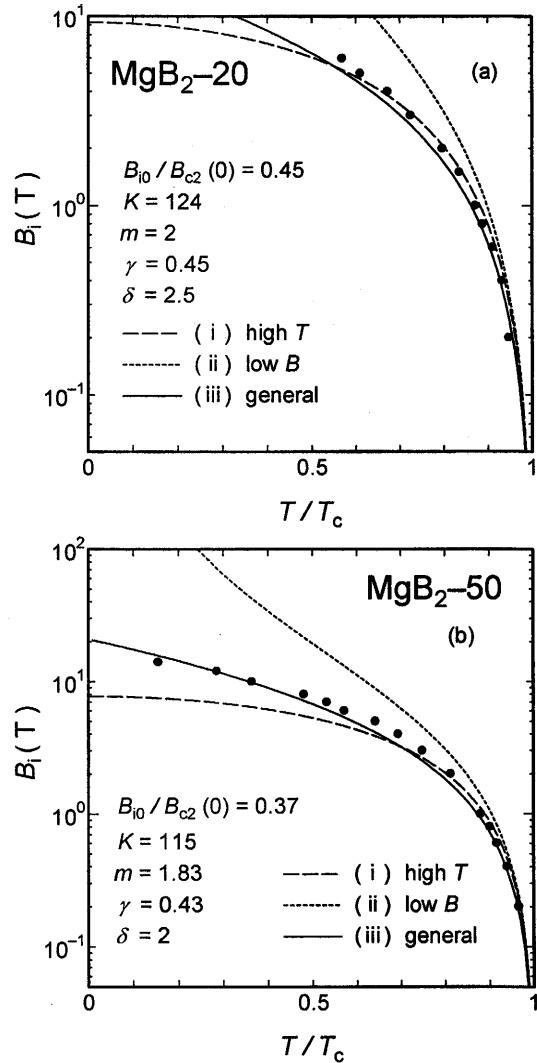


Fig. 8 Temperature dependence of irreversibility field B_i estimated from the onsets of the imaginary part χ'' in (a) MgB₂-20 and (b) MgB₂-50 sample.

MgB₂-20のフィッティングパラメータは、 $B_{10} / B_{c2}(0) = 0.45$ 、 $K = 124$ 、 $m = 2$ 、 $\gamma = 0.45$ 、 $\delta = 2.5$ である。MgB₂-50のフィッティングパラメータは、 $B_{10} / B_{c2}(0) = 0.37$ 、 $K = 115$ 、 $m = 1.83$ 、 $\gamma = 0.43$ 、 $\delta = 2$ である。両試料共、(iii)数値解と良く一致している。各パラメータをTable 1に示す。

Table 1 Fit parameters

sample	K	m	γ	δ	n	$B_{10}(\text{T})$	$B_{c2}(0)(\text{T})$	$B_{10}/B_{c2}(0)$	B_T (mT)
MgB2-20	124	2.0	0.45	2.5	1.48	9.28	20.6	0.45	17.1
MgB2-50	115	1.83	0.43	2.0	1.31	7.73	20.9	0.37	38.0

5. 4 磁化幅(臨界電流密度)のフィッティング

磁化幅 ΔM は Fig. 7 の磁化曲線の幅である。上述の不可逆磁界 B_i のフィッティングパラメータを用いた磁化幅のフィッティング結果を Fig. 8 に示す。

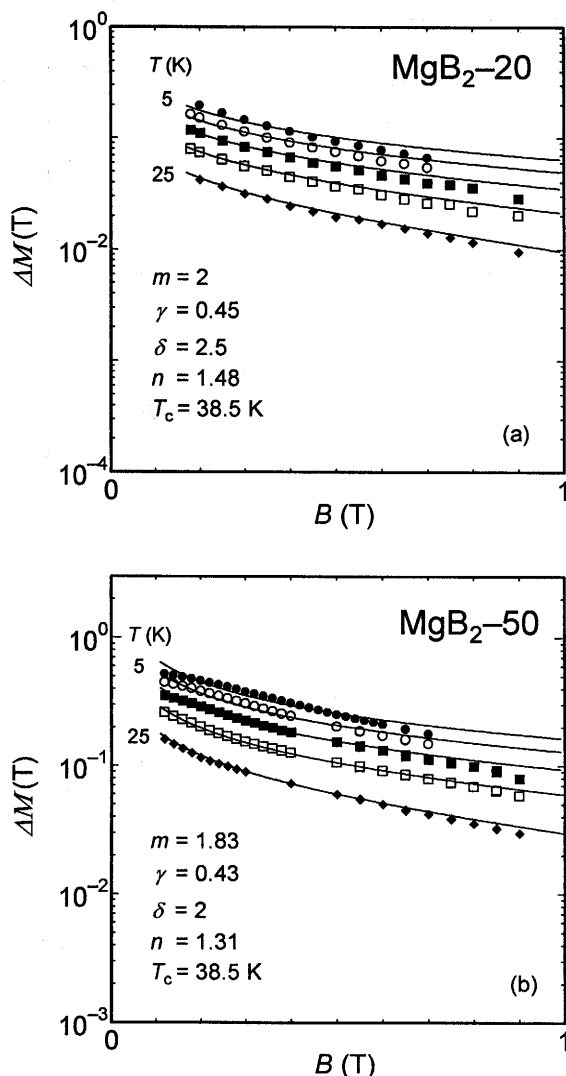


Fig. 8 Dependence of the magnetization width ΔM on magnetic field at $T = 5, 10, 15, 20$ and 25 K for (a) $\text{MgB}_2\text{-20}$ and (b) $\text{MgB}_2\text{-50}$ samples. Solid lines are calculated by Eq. (2) using the fit parameters in Table 1.

磁化幅 ΔM のフィッティングは、5 K から 25 K までのフィッティングを行っており、シンボルは実測データ、実線は数値計算結果である。両試料共、数値計算結果と良く一致している。また、磁化幅は $\text{MgB}_2\text{-50}$ の方が大きく、バルクピン特性の向上を示している。

6. まとめ

金属系超伝導体 MgB_2 は液体水素温度で動作可能で、超伝導応用で注目されている。臨界電流密度と、不可逆磁界 B_i について、帯磁率特性から評価し、磁化特性との関連について検討した。

- (1) $\text{MgB}_2\text{-20}$ 、 $\text{MgB}_2\text{-50}$ の両試料共、交流帯磁率の立ち上がりから不可逆磁界 B_i を評価し、実測データと計算値のフィッティングを行った結果、(iii) 数値解と良く一致した。
- (2) 不可逆磁界 B_i のパラメータを用いて磁化幅 ΔM のフィッティングを行った結果、 $\text{MgB}_2\text{-20}$ 、 $\text{MgB}_2\text{-50}$ の両試料共良く一致した。
- (3) 磁化幅は $\text{MgB}_2\text{-50}$ の方が大きく、バルクピン特性の向上を示している。

参考文献

- 1) 松下照男：“磁束ピンニングと電磁現象”(産業図書、東京、1994)。
- 2) A.M. Campbell and J.E. Evetts : *Adv. Phys.* **21** (1972) 199.
- 3) T. Matsushita, T. Fujiyoshi, K. Toko and K. Yamafuji : *Appl. Phys. Lett.* **56** (1990) 2039.
- 4) F. Irie and K. Yamafuji : “Theory of Flux Motion in Non-Ideal Type-II Superconductors”, *J. Phys. Soc. Jpn* **23** (1967) 255.
- 5) 坂本進洋, 大橋朋子, 阿久根忠博 : 九州産業大学総合機器センター研究報告 第7号 11.
- 6) 安部弘之, 阿久根忠博, 坂本進洋, 松本泰國 : 九州産業大学工学部研究報告 第39号 (2002) 29.
- 7) T. Akune, H. Abe, A. Koga, N. Sakamoto and Y. Matsumoto : *Physica C* **378-381** (2002) 234.
- 8) T. Akune, H. Abe, N. Sakamoto and Y. Matsumoto : *Physica C* **388-389** (2003) 169.